Sous la direction de
Laurent Gautron

C. Balland, L. Ferrand-Tanaka, A. Angelié,
L. Cirio, C. Sylvestre, J.-L. Battaglia,
Y. Berthaud, J. Denape, A. Monavon, J.-Y. Paris

Cours, applications et exercices corrigés

Physique

TOUT-EN-UN pour la Licence

- Un cours complet
- 300 exercices corrigés
- Des suppléments sur le Web

DUNOD

TABLE DES MATIÈRES

MÉCANIQUE

CHAPITRE 1 • **CINÉMATIQUE DU POINT**
CHAPITRE 2 • **DYNAMIQUE DU POINT**
CHAPITRE 3 • **MÉCANIQUE TERRESTRE ET CÉLESTE**
CHAPITRE 4 • **MÉCANIQUE DES SOLIDES INDÉFORMABLES**
CHAPITRE 5 • **FLUIDES PARFAITS**
CHAPITRE 6 • **FROTTEMENT VISQUEUX**

THERMODYNAMIQUE

CHAPITRE 7 • **SYSTÈMES THERMODYNAMIQUES**
CHAPITRE 8 • **LES DEUX PRINCIPES DE LA THERMODYNAMIQUE**
CHAPITRE 9 • **LES MACHINES THERMIQUES**
CHAPITRE 10 • INITIATION AUX TRANSFERTS THERMIQUES

OPTIQUE

CHAPITRE 11 • **NATURE ET PROPAGATION DE LA LUMIÈRE**
CHAPITRE 12 • **FORMATION DES IMAGES EN OPTIQUE**
CHAPITRE 13 • **OSCILLATIONS ET ONDES**
CHAPITRE 14 • **INTERFÉRENCES ET DIFFRACTION DES ONDES LUMINEUSES**
CHAPITRE 15 • **SPECTROSCOPIE OPTIQUE**

ÉLECTROSTATIQUE ÉLECTROMAGNÉTISME

CHAPITRE 16 • **ÉLECTROSTATIQUE**
CHAPITRE 17 •**MAGNÉTOSTATIQUE**
CHAPITRE 18 • **ÉLECTROMAGNÉTISME**

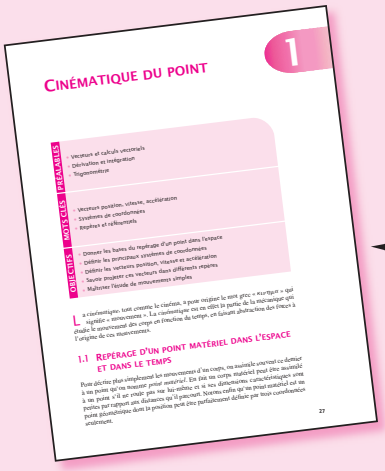
ÉLECTRICITÉ

CHAPITRE 19 • **ÉLECTRICITÉ**
CHAPITRE 20 • **CIRCUITS EN RÉGIME CONTINU**
CHAPITRE 21 • **CIRCUITS EN RÉGIME SINUSOÏDAL**
CHAPITRE 22 • **DIODE À JONCTION**
CHAPITRE 23 • **LE TRANSISTOR BIPOLAIRE**
CHAPITRE 24 • **AMPLIFICATEUR OPÉRATIONNEL**

PHYSIQUE « MODERNE »

CHAPITRE 25 • **PHYSIQUE ATOMIQUE**
CHAPITRE 26 • **PHYSIQUE NUCLÉAIRE**
CHAPITRE 27 • **LA MATIÈRE**
Problème Général : Physique dans l'Espace
Solution du problème général
Solution des exercices
Bibliographie

Mode d'emploi de


1

CINÉMATIQUE DU POINT

PRÉALABLES, MOTS CLÉS, OBJECTIFS

- Vecteurs et calculs vectoriels
- Dérivation et intégration
- Trigonométrie

- Vecteurs position, vitesse, accélération
- Systèmes de coordonnées
- Angles et radiansmols

- Donner les bases du repérage d'un point dans l'espace
- Définir les principaux systèmes de coordonnées
- Définir les vecteurs position, vitesse et accélération
- Savoir projeter ces vecteurs dans différents espaces
- Maîtriser l'étude du mouvement

La cinématique, tout comme le cinéma, a pour racine le mot grec « κινεῖν » qui signifie « mouvement ». La cinématique est en effet la partie de la mécanique qui étudie le mouvement des corps en fonction du temps, en faisant abstraction des causes à l'origine de ces mouvements.

1.1 REPÉRAGE D'UN POINT MATÉRIEL DANS L'ESPACE ET DANS LE TEMPS

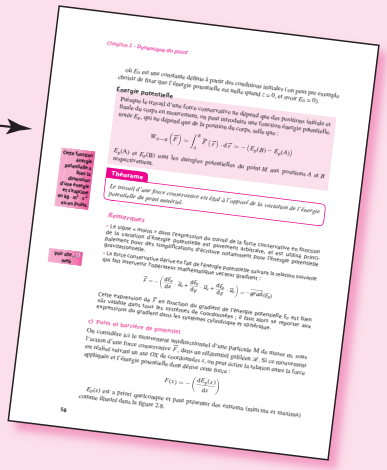
Pour décrire plus simplement les mouvements d'un corps, on assimile souvent ce dernier à un point qui va matérialiser son mouvement. En fait un corps matériel peut être assimilé à un point M si ses dimensions caractéristiques sont petites par rapport aux distances qui le séparent d'autres points matériels. Le point géométrique dans la position peut être parfaitement défini par trois coordonnées seulement.

27

– Les **préalables**, c'est-à-dire les révisions nécessaires avant la lecture du chapitre.
– Les **mots clés** référencés.
– Les **objectifs** à atteindre : le chapitre est à relire, les exercices sont à refaire jusqu'à leur parfaite maîtrise

Les points importants et les définitions fondamentales du cours sont mis en évidence.

Les lois et théorèmes, à savoir par cœur, son parfaitement visualisés.


Chapitre 2 - Dynamique du point

où E_0 est une constante définie à partir des conditions initiales (un point par exemple choisit de sorte que l'énergie potentielle est nulle quand $z = 0$, et avoir $E_0 \geq 0$).

Énergie potentielle.

Partageons le travail d'une force conservative en dépend que des positions initiale et finale du corps en mouvement, on peut introduire une fonction énergie potentielle, notée E_p, qui ne dépend que de la position du corps, telle que :

$$W_{A\to B}(\vec{F}) = \int_A^B \vec{F}(\Gamma)\cdot d\vec{\Gamma} = -\left(E_p(B) - E_p(A)\right)$$

$E_p(A)$ et $E_p(B)$ sont les énergies potentielles du point M aux positions A et B respectivement.

Cette fonction énergie potentielle dépend du choix d'origine de l'énergie potentielle.

Théorème

Le travail d'une force conservative est égal à l'opposé de la variation de l'énergie potentielle du point matériel.

Remarques

- Le signe « moins » dans l'expression du travail de la force conservative en fonction de la variation d'énergie potentielle est purement subjectif, et est utilisé principalement pour des simplifications d'écriture notamment pour l'énergie potentielle gravitationnelle.
- La force conservative dérive en fait de l'énergie potentielle suivant le théorème vu en fin du chapitre 1 sur les systèmes de coordonnées, il faut alors se reporter aux expressions du gradient dans les systèmes cylindrique et sphérique.

Voir aussi ... vers

$$\vec{F} = -\left(\frac{dE_p}{dx}\vec{u}_x + \frac{dE_p}{dy}\vec{u}_y + \frac{dE_p}{dz}\vec{u}_z\right) = -\overrightarrow{grad}(E_p)$$

Cette expression de $\vec{F}$ en fonction du gradient de l'énergie potentielle E_p est bien sûr valable dans tous les systèmes de coordonnées, il faut alors se reporter aux expressions du gradient dans les systèmes cylindrique et sphérique.

c) Puits et barrière de potentiel

On considère ici le mouvement unidimensionnel d'une particule M de masse m, sous l'action d'une force conservative $\vec{F}$, dont un référentiel galiléen $\mathcal{R}$. Si ce mouvement est réalisé suivant un axe Ox de coordonnées x, on peut écrire la relation entre la force appliquée et l'énergie potentielle dont dérive cette force :

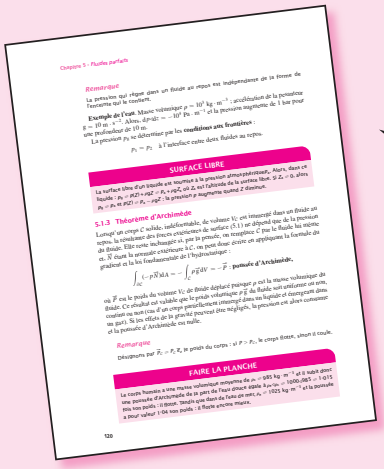
$$F(x) = -\left(\frac{dE_p(x)}{dx}\right)$$

$E_p(x)$ est à priori quelconque et peut présenter des extrema (min ou et maxima) comme illustré dans la figure 2.6.

58

Les **Remarques** attirent l'attention sur une difficulté, donnent une méthode, précisent un point.

Des Encadrés éclaircissent une application ou fournissent des notes historiques qui complètent le cours.


Chapitre 5 - Fluides parfaits

Rémarque

La pression qui règne dans un fluide au repos est indépendante de la forme de l'enceinte qui le contient.

Exemple de l'eau. Masse volumique $\rho = 10^3$ kg · m^{-3} ; accélération de la pesanteur $g = 10$ m · s^{-2}. Alors, dp/dz = − 10^4 Pa · m^{-1} et la pression augmente de 1 bar pour une profondeur de 10 m.

La pression p_0 se détermine par les **conditions aux frontières** :

$p_1 = p_2$ à l'interface entre deux fluides au repos.

SURFACE LIBRE

La surface libre d'un liquide est soumise à la pression atmosphérique$_{ext}$. Alors, dans ce liquide : $p_1 = p(Z) = \rho g Z = P_{0,ext} + \rho g Z$, où Z_0 est l'altitude de la surface libre. Si $Z_0 = 0$, alors $p_1 = P_0 \Leftrightarrow p(Z) = P_0 - \rho g Z$; la pression p augmente quand Z diminue.

5.1.3 Théorème d'Archimède

Lorsque un corps C solide, indéformable, de volume V_C est immergé dans un fluide au repos, la résultante des forces exercées de surface (5.1) sur C peut le fluide lui même de fluide. Elle sera échangée s'il, par la pesanteur, on remplace C par le fluide lui même qui l'entoure. Si $\vec{\Gamma}_{ext}$ la résultante exercée sur C on peut donc écrire en appliquant la formule de gradient et la loi fondamentale de l'hydrostatique :

$$\int_{SC} (-p\vec{N})\,dA = -\int_{VC} \rho\vec{g}\,dV = -\vec{P}\,,\ \textbf{poussée d'Archimède.}$$

où $\vec{P}$ est le poids du volume V_C de fluide déplacé puisque ρ est la masse volumique du fluide. Ce résultat est valable que le poids volumique $\rho\vec{g}$ du fluide soit uniforme ou non, couplant ou non (cas d'un corps partiellement immergé dans un liquide et émergeant dans un gaz). Si les effets de la gravité pouvaient être négligés, la pression est alors constante et la poussée d'Archimède est nulle.

Remarque

Discutons sur $\vec{P}_C = \vec{P}_C\,\vec{u}_z$ le poids du corps : si $P > P_C$, le corps flotte, sinon il coule.

FAIRE LA PLANCHE

La reine Hamelin à une masse volumique moyenne de $\rho_C = 985$ kg · m^{-3} et il nage donc une poussée d'Archimède de la part de l'eau douce stable $\rho_{eau\,douce} = 1000{,}085 > 1{,}015 \rho_C$: il flotte. Lorsqu'il fait du ski nautique, il ajoute une planche de masse $m_{pl} = 10$ kg et sa poussée d'Archimède devient $\rho_{eau\,douce}(V_C + V_{pl}) = 1025$ kg · m^{-3} et la planche ne coule pas.

120

Des **applications directes** du cours. La méthode de résolution est associée.

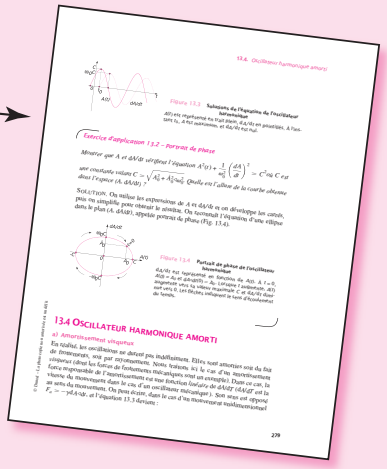

13.4. Oscillateur harmonique amorti

Figure 13.3 Solutions de l'équation de l'oscillateur harmonique

$A(t)$ est représenté en trait plein, $\phi(t)$ en pointillés. À l'instant t_0, A est maximum, et $d\phi/dt$ est nul.

Exercice d'application 13.2 – Portrait de phase

Montrer que A et $d\phi/dt$ vérifient l'équation $A^2(\omega) + \frac{1}{\omega_0^2}\left(\frac{dA}{dt}\right)^2 = C^2$ où C est une constante valant $C = \sqrt{A_0^2 + A_0^2\omega_0^2}$. Quelle est l'allure de la courbe obtenue dans l'espace $(A, dA/dt)$?

SOLUTION. On utilise les expressions de A et dA/dt et on développe les calculs, puis on simplifie pour obtenir le résultat. On reconnaît l'équation d'une ellipse dans le plan $(A, dA/dt)$, appelée portrait de phase (Fig. 13.4).

Figure 13.4 Portrait de phase de l'oscillateur harmonique

dA/dt est représenté en fonction de $A(t)$. À $t = 0$, $A(0) = A_0$ et $\frac{dA}{dt}(0) = -A_0 \cdot \frac{1}{2}\omega_0$. Lorsque t augmente, $A(t)$ suit cette courbe dans le sens indiqué par la flèche. $A(t)$ est périodique, et dA/dt donne de même.

13.4 OSCILLATEUR HARMONIQUE AMORTI

a) Amortissement visqueux

En réalité, les oscillateurs ne durent pas indéfiniment. Elles sont amortis soit du fait de frottements, soit par rayonnement. Nous traitons ici le cas d'un frottement de force proportionnelle à la vitesse (un exemple). Dans ce cas, la force responsable de l'amortissement est une fonction linéaire de $d\vec{r}/dt$ (dérivée du mouvement dans le cas d'un oscillateur mécanique). Son sens est opposé au sens du mouvement. On peut écrire, dans le cas d'un mouvement rectiligne suivant Ox, $F_x = -\mu d\,A/dt$, et l'équation 13.3 devient :

239

Dans les marges des renvois à des paragraphes, à des chapitres et aux bonus à télécharger sur le site web de Dunod.

2.2. Travail et énergie

Figure 2.2 Courbe d'une énergie potentielle en fonction d'un paramètre x

Par définition de la dérivée, $\left(\frac{dE_p(x)}{dx}\right)$ donne la pente de la tangente à la courbe de $E_p(x)$. Aux points extrêmes de cette courbe (minima et maximal), la pente de la tangente est nulle, donc $F(x) = 0$. En cet point, la force appliquée à la particule M est nulle : donc si on libère la particule, elle reste en équilibre en ce point extrémum. Ainsi les minimal d'énergie potentielle sont les **positions d'équilibre** de la particule.

Les régimes de l'espace où l'énergie potentielle présente un minimum sont appelées **barrières de potentiel** (équilibre stable en x_1 et x_3 sur la figure 2.8). Les régimes de l'espace où l'énergie potentielle présente un maximum sont appelés **barrières de potentiel** (équilibre instable en x_2 sur la figure 2.8). En équilibre stable, il existe une force qui « ramène » la particule vers sa position. En équilibre instable au contraire, la force éloigne la particule de sa position.

Voir aussi ... vers

2.2.3 Théorème de l'énergie cinétique et énergie mécanique

a) Définition de l'énergie cinétique

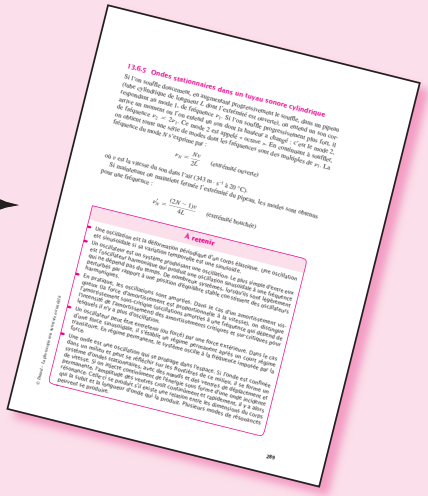
Lorsque à mesuré que l'effet d'une force pouvait être caractérisé par le produit de cette force avec mesu par ce qu'il a appelé « la force vive » correspondant en toutes d'une énergie dite cinétique. Il convient maintenant de cet par la cinétique libre d'un l'expression de cette cinétique quelconque, nécessaire à partir de un corps de masse libre dépend une hauteur à atteint. corps. On peut montrer qu'un corps de masse libre dépend une hauteur à atteint une vitesse au sol $\|\vec{v}_s\| = \sqrt{2 \cdot \|\vec{g}\| \cdot h}$, ce qui donne $\frac{1}{2}\|\vec{v}_s\|^2 = m \cdot \|\vec{g}\| \cdot h$.

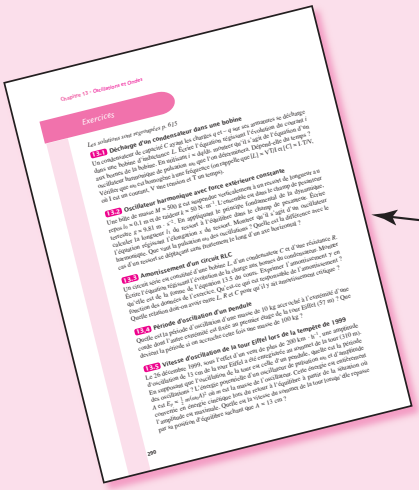
En multipliant par la masse, on obtient : $\frac{1}{2m}\|\vec{v}_s\|^2 = m \cdot \|\vec{g}\| \cdot h = \|\vec{P}\| \cdot h$. On voit alors que l'effet d'une force peut se résumer par son travail, sous forme d'une énergie dite cinétique, exprimée en joules comme le travail.

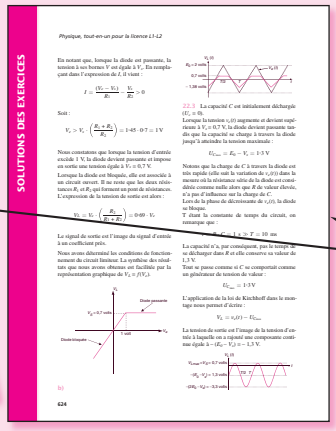
59

cet ouvrage

À retenir regroupe les points fondamentaux. Il permet de vérifier ses connaissances avant de s'entraîner avec les exercices corrigés.



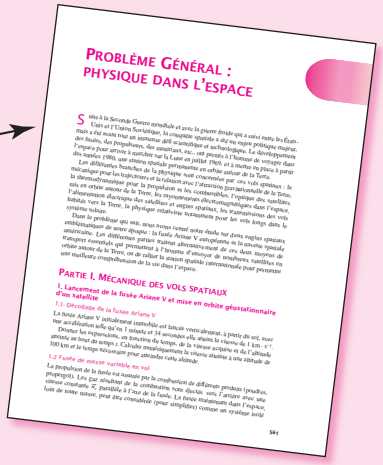


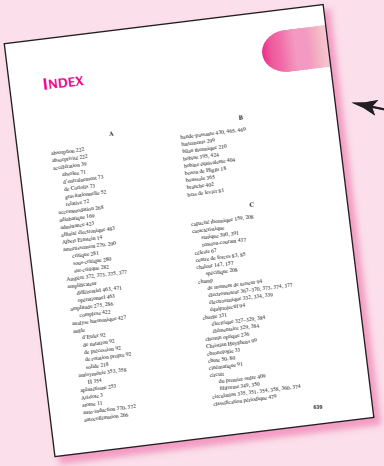


À la fin de chaque chapitre des **exercices d'entraînement**, tous corrigés. Les solutions sont regroupées en fin d'ouvrage, pages 591 à 630.

Un problème général regroupe tous les domaines de la physique étudiés dans l'ouvrage. Entièrement corrigé, il constitue la synthèse parfaite pour préparer les examens.

Une **bibliographie** regroupe la liste des ouvrages complémentaires et des sites internet pour en savoir plus.





L'**index** permet de retrouver facilement une notion précise.

Bonus Web

Retrouvez sur le site www.dunod.com/Tout-en-un/Physique :

– des compléments au cours ;

– des expériences, des démonstrations et des figures permettant de « visualiser » les notions abordées dans l'ouvrage ;

– deux chapitres complets : « Oscillations mécaniques » et « Mécanique des systèmes ».

Cinématique du point

1

PRÉALABLES

- Vecteurs et calculs vectoriels
- Dérivation et intégration
- Trigonométrie

MOTS CLÉS

- Vecteurs position, vitesse, accélération
- Systèmes de coordonnées
- Repères et référentiels

OBJECTIFS

- Donner les bases du repérage d'un point dans l'espace
- Définir les principaux systèmes de coordonnées
- Définir les vecteurs position, vitesse et accélération
- Savoir projeter ces vecteurs dans différents repères
- Maîtriser l'étude de mouvements simples

La *cinématique*, tout comme le cinéma, a pour origine le mot grec « $\kappa\iota\nu\eta\mu\alpha$ » qui signifie « mouvement ». La *cinématique* est en effet la partie de la mécanique qui étudie le mouvement des corps en fonction du temps, en faisant abstraction des forces à l'origine de ces mouvements.

1.1 Repérage d'un point matériel dans l'espace et dans le temps

Pour décrire plus simplement les mouvements d'un corps, on assimile souvent ce dernier à un point qu'on nomme *point matériel*. En fait un corps matériel peut être assimilé à un point s'il ne roule pas sur lui-même et si ses dimensions caractéristiques sont petites par rapport aux distances qu'il parcourt. Notons enfin qu'un point matériel est un point géométrique dont la position peut être parfaitement définie par trois coordonnées seulement.

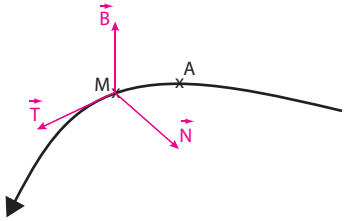


Figure 1.6 **Système de représentation de Frenet**
Représentation du repère local de Frenet avec la base $(\vec{T}, \vec{N}, \vec{B})$ orthonormée directe associée. La position de M sur la courbe orientée est donnée par son abscisse curviligne $s(M)$ comptée à partir de l'origine A.

L'arc de cercle séparant les points M et M' a une longueur notée ds, et l'angle interceptant cet arc de cercle vaut dα. Géométriquement on peut retrouver les relations suivantes :

Voir site web

$$\mathrm{d}s = R_c \cdot \mathrm{d}\alpha \quad \text{et} \quad \frac{\mathrm{d}\vec{T}}{\mathrm{d}\alpha} = \vec{N}$$

1.1.2 Repérage d'un point dans le temps

La géométrie dans l'espace ne suffit pas à décrire les mouvements en mécanique. Il est nécessaire d'introduire la notion d'**évènement** décrivant un phénomène instantané. On dit qu'on établit une **chronologie** lorsqu'on sait classer une succession d'évènements. Un phénomène physique se décrit donc par le lieu où il se produit mais aussi par l'instant où il se produit.

La mécanique classique repose sur une hypothèse essentielle : le temps est considéré comme **absolu** et **universel**. Ceci signifie que la notion de temps est indépendante du référentiel et du mouvement. Ainsi un intervalle de temps entre deux évènements est le même quel que soit l'observateur et quel que soit le mouvement de l'observateur. À noter que cette hypothèse a été remise en cause par les théories d'Einstein, notamment en ce qui concerne les mouvements se produisant à des vitesses proches de la vitesse de la lumière : ces théories ont ouvert la voie à une nouvelle forme de mécanique, la mécanique quantique. Celle-ci sera introduite et développée dans le dernier chapitre de cet ouvrage. D'autre part, le temps est aussi considéré comme **irréversible**, monotone et croissant : cette hypothèse implicite repose sur le principe de causalité qui postule qu'un effet ne peut être antérieur à sa cause.

Au fil des siècles, la notion de temps et sa mesure ont beaucoup évolué en fonction des avancées technologiques et des progrès scientifiques. Basée d'abord sur la période de rotation de la Terre, puis sur celle de la rotation de la Terre autour du soleil, la notion de temps repose maintenant sur des mesures réalisées avec des **horloges atomiques**.

LES UNITÉS DE MESURE DU MOUVEMENT D'UN POINT

L'unité de temps du Système International (S.I.) est la seconde. La définition actuellement en vigueur pour la seconde est reliée à la période de désintégration radioactive de l'atome de césium ; elle est définie comme suit :
La seconde correspond à la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de Césium 133.

© Dunod – La photocopie non autorisée est un délit

mécanique classique dite newtonienne. En fait d'autres savants tels Descartes (1644) ou Galilée (1638) ont grandement contribué à la découverte de ces principes, mais c'est Newton qui a regroupé et formalisé ces principes dans son ouvrage majeur.

2.1.1 Corps isolé et référentiel galiléen

Première loi de Newton ou Principe d'Inertie

Tout corps isolé, qui n'est soumis à aucune interaction avec d'autres objets matériels, conserve l'état de repos ou de mouvement rectiligne uniforme qu'il possédait auparavant.

Comme tout principe, ce principe d'inertie ne se démontre pas. L'énoncé de ce principe requiert cependant certaines explications et compléments. Tout d'abord, deux corps sont considérés en *interaction* lorsqu'ils exercent des actions réciproques l'un sur l'autre. Une des lois de la nature fait que cette interaction décroît lorsque la distance entre les deux corps augmente. On dit aussi qu'un corps est *isolé* lorsqu'il ne subit aucune interaction extérieure.

Le principe d'inertie suppose implicitement l'existence de référentiels privilégiés dans lesquels ce principe est vérifié : on les appelle référentiels d'inertie ou **référentiels galiléens**. Ainsi dans un référentiel galiléen, le mouvement d'un corps isolé est rectiligne et uniforme, et ne subit aucune accélération.

Voir chapitre 3

Nous verrons dans le chapitre consacré à la mécanique terrestre et céleste, que l'accélération d'un point matériel est la même dans tous les référentiels qui sont en translation rectiligne et uniforme les uns par rapport aux autres.

Si un point matériel M est isolé dans un référentiel galiléen $\mathscr{R}$, cela signifie qu'il ne subit aucune accélération et donc $\vec{a}_{\mathscr{R}}(M) = \vec{0}$.

Si $\mathscr{R}'$ est un référentiel en translation rectiligne et uniforme par rapport au référentiel $\mathscr{R}$, alors on peut écrire $\vec{a}_{\mathscr{R}'}(M) = \vec{0}$ car $\vec{a}_{\mathscr{R}'}(M) = \vec{a}_{\mathscr{R}}(M)$. Cela signifie donc que $\mathscr{R}'$ est aussi un référentiel galiléen puisque ce même point matériel M ne subit aucune accélération dans $\mathscr{R}'$ et est donc isolé. Le principe d'inertie est donc vérifié aussi dans $\mathscr{R}'$.

Théorème

Si $\mathscr{R}$ est un référentiel galiléen, tous les référentiels $\mathscr{R}'$ en translation rectiligne et uniforme par rapport à $\mathscr{R}$, sont aussi galiléens.

LES RÉFÉRENTIELS GALILÉENS OU SUPPOSÉS GALILÉENS

Le meilleur référentiel galiléen que l'on peut définir est le référentiel de Copernic. D'autres référentiels usuels liés à la Terre (géocentrique, terrestre) sont en général supposés galiléens.

• ***Le référentiel de Copernic.*** Ce référentiel a pour origine le centre de masse du système solaire (qui peut être assimilé au centre du Soleil), et présente des axes pointant vers trois étoiles éloignées considérées comme fixes sans mouvement apparent. Ce référentiel porte le nom de l'astronome polonais Nicolas Copernic (1473-1543) qui plaça « le Soleil au centre du monde » plutôt que la Terre.

• ***Le référentiel géocentrique.*** Son origine correspond au centre de masse de la Terre, et ses axes sont parallèles aux axes du référentiel de Copernic. Étant lié à la Terre, ce référentiel est donc en translation elliptique par rapport au référentiel de Copernic. En toute rigueur, il n'est donc pas galiléen.
Cependant, lorsque les expériences sont réalisées sur des distances faibles devant la dimension de l'orbite terrestre (distance moyenne Terre-Soleil = environ 150 millions de kilomètres) et sur des durées faibles devant la période de révolution de la Terre (1 an), on peut alors considérer le référentiel comme galiléen.

• ***Le référentiel terrestre.*** Ce référentiel a son origine au centre de masse de la Terre, et ses axes sont liés à la Terre et sont donc en rotation uniforme dans le référentiel géocentrique. En toute rigueur, le référentiel terrestre est non galiléen. Toutefois, sur des distances petites par rapport aux dimensions de la Terre (circonférence de la Terre = 40 000 km) et sur des durées très faibles par rapport à la période de rotation de la Terre (1 jour), on peut faire l'approximation qu'un référentiel terrestre (*i.e.* tout solide immobile par rapport à la Terre) est galiléen.

2.1.2 Force et masse

Dans le monde qui nous entoure, au cours des situations et expériences de la vie de tous les jours, on a l'intuition de la notion de force. Notre corps ressent les efforts produits pour pousser, soulever ou transporter un objet. La chute libre d'un corps montre qu'il s'exerce sur ce corps une action qui l'attire vers la surface de la Terre. Il existe donc de nombreux exemples concrets de « mise en mouvement » d'objets : ces objets subissent une accélération car ils sont soumis à une ou plusieurs interactions. Ces interactions sont à l'*origine des mouvements des corps*, et leur définition et description sont à la base de la dynamique newtonienne qui a pour objectif de prévoir le mouvement des corps dans un environnement donné.

Remarque

Il faut aussi noter que ce n'est pas parce qu'un corps est en mouvement rectiligne uniforme, qu'il est forcément isolé ; en effet un corps peut suivre un tel mouvement lorsqu'il est soumis à plusieurs interactions dont les effets se compensent.

Ces interactions, causes des mouvements des corps, peuvent être décrites par une *grandeur vectorielle* qu'on appelle **force**. À noter qu'avec la définition de ce vecteur force, on a trois informations en une : en effet, on a la direction, le sens et l'intensité (avec la norme du vecteur) de l'interaction s'exerçant sur un corps.

Newton a élaboré le principe fondamental de la dynamique à partir de la constatation suivante : lorsqu'une action est exercée sur un corps, le mouvement de ce corps est

© Dunod – La photocopie non autorisée est un délit

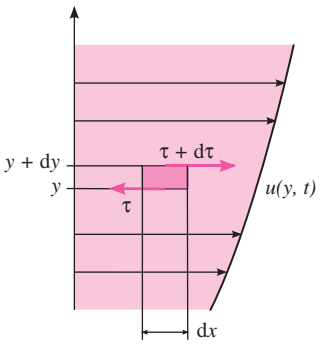
Tableau 6.1 **Paramètres physiques**

Fluide	Masse volumique ρ $[kg \cdot m^{-3}]$	Viscosité dynamique μ $[Pl]$
Eau	10^3	10^{-3}
Air (1 atm et 300 K)	1,29	$1{,}8.10^{-5}$
Métaux liquides	$2 \cdot 10^3 \sim 2 \cdot 10^4$	$10^{-4} \sim 10^{-3}$
Huiles de silicone	$\sim 10^3$	$10^{-2} \sim 10^3$

6.1.2 Équation de diffusion unidimensionnelle

Considérons l'écoulement plan, instationnaire, unidirectionnel d'un fluide incompressible et visqueux ; soit $\vec{v} = u(y,t)\vec{e}_x$ son champ de vitesse et admettons que le champ de pression soit uniforme.

Écrivons le principe fondamental pour le parallélépipède rectangle $dx \times dy$. Dans la direction $\vec{e}_x$, l'accélération convective $\vec{\nabla}\vec{v} \cdot \vec{v}$ est nulle et il faut tenir compte des forces de frottement lors de l'écriture de la loi de Newton :



$$\rho(\partial u/\partial t)dxdy = -\tau(y)dx + \tau(y+dy)dx,$$

ce qui donne après un développement limité : $\rho\partial u/\partial t = \partial\tau/\partial y$.

En généralisant le résultat observé pour l'écoulement cisaillé, ce qui revient à linéariser localement le profil de vitesse (autrement dit, à l'assimiler à sa tangente locale), nous sommes conduits à la :

Loi de comportement des fluides newtoniens

$$\tau = \mu\partial u/\partial y$$

Le bilan de quantité de mouvement prend donc la forme suivante :

Équation de diffusion unidimensionnelle

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

Cette équation est également connue sous le nom d'équation de la chaleur 1D. Mathématiquement, elle se différencie de l'équation d'Euler par le fait qu'elle est du second ordre et requiert donc des conditions aux frontières en nombre plus élevé.

© Dunod – La photocopie non autorisée est un délit

14.2 Interférences lumineuses à deux ondes

14.2.1 Expérience d'Young

Le début du XIX^{e} siècle connaît une véritable révolution du point de vue des idées en optique. L'anglais Thomas Young, au cours de ses études de médecine, s'intéresse au mécanisme de la vision et à la nature de la lumière. En étudiant les irisations produites par une lame mince d'épaisseur variable, déjà décrites par Newton, il a l'intuition que la lumière réfléchie sur le premier dioptre de la lame et celle réfléchie sur le second peuvent s'additionner de telle manière que leurs effets se détruisent en certains endroits, et, au contraire, se renforcent en d'autres. La théorie avancée par Newton pour expliquer ces irisations ne pouvait en aucun cas expliquer la présence de zones sombres. Young fit passer la lumière issue d'une source ponctuelle à travers deux petits trous voisins percés dans un écran opaque (*expérience d'Young*). Les deux trous agissent alors comme deux sources ponctuelles émettant de la lumière dans deux cônes divergents par diffraction. Là où ces cônes se superposent, il apparaît une alternance de traits sombres et clairs, appelés « franges d'interférences », à l'intérieur d'anneaux de diffraction (Fig. 14.1).

Voir § 14.3

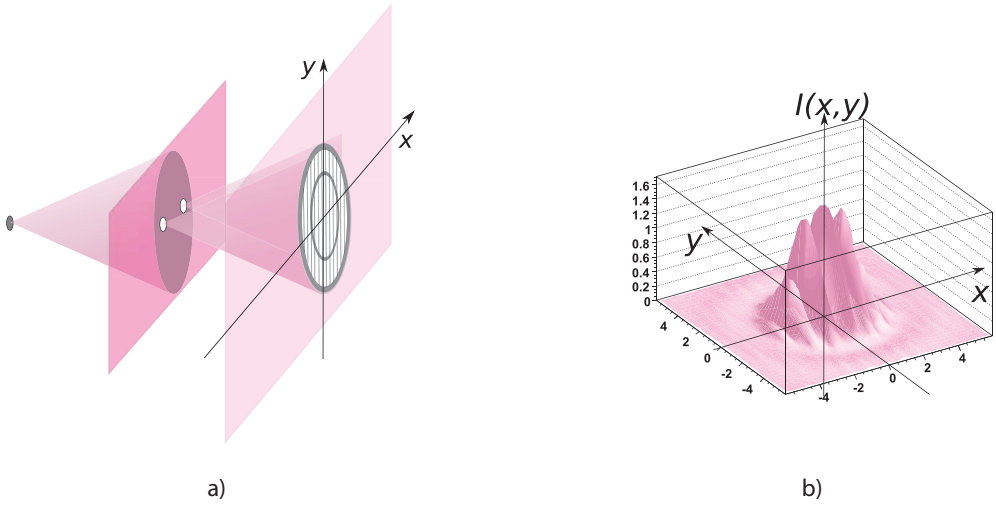


Figure 14.1 **Expérience d'Young**
La superposition des cônes de lumière diffractés par les trous donne des franges d'interférence rectilignes à l'intérieur d'un système d'anneaux de diffraction concentriques.

Young a formulé une « loi d'interférences » qui rend compte de cette observation :

Th. Young, in *Philosophical Transactions* (1802), cité par V. Ronchi dans *Histoire de la Lumière* (1956), Ed. J. Gabay.

Loi d'interférences de Young

« Lorsque deux portions de la même lumière arrivent à l'œil par des voies différentes (...), la lumière est au maximum d'intensité lorsque la différence des chemins parcourus est un multiple d'une certaine longueur, et au minimum d'intensité pour l'état intermédiaire des portions interférentes »

Cette « certaine longueur » dont parle Young est en fait la longueur d'onde de la lumière. La figure 14.2 montre un exemple de franges d'interférences à deux ondes :

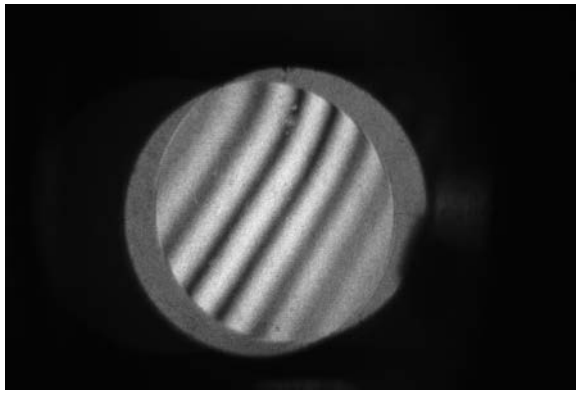


Figure 14.2 **Exemple de franges d'interférences à deux ondes**
Franges de coin d'air d'un interféromètre de Michelson. (Photo © Ch. Balland)

Voir site web

14.2.2 Interférences à deux ondes obtenues avec une source ponctuelle monochromatique

a) Calcul de l'intensité

Voir chapitre 13

Voir chapitre 11

Considérons deux vibrations sinusoïdales d'amplitude s_1 et s_2 issues d'une même vibration s émise par une source ponctuelle et monochromatique de longueur d'onde λ. Les deux vibrations parcourent des chemins optiques différents à travers deux parties d'un dispositif optique, appelé *interféromètre* (par exemple, celui de l'expérience d'Young) et se superposent dans l'œil de l'observateur ou au point M d'un écran à un instant t. On a la somme des deux vibrations en M à l'instant t :

$$s_1(M,t) + s_2(M,t) = A\cos(\omega t) + A\cos(\omega t + \varphi(M)).$$

L'amplitude A des deux vibrations est la même car elles sont issues d'un même rayonnement émis par une source unique (on suppose que les atténuations éventuelles subies par les deux ondes lors de leur parcours sont les mêmes). La phase $\varphi(M)$ traduit la différence de phase (déphasage) introduite entre les deux vibrations par la différence de chemins parcourus dans le dispositif. Celle-ci s'exprime comme :

$$\varphi(M) = \frac{2\pi}{\lambda}\delta(M).$$

Différence de marche $\delta(M)$

La différence de marche $\delta(M)$ est la différence de chemin optique parcouru par chacune des ondes dans les parties 1 et 2 du dispositif et qui se superposent au point M : $\delta(M) = [SM]_2 - [SM]_1$.

La somme des deux vibrations en M peut se simplifier en :

$$s_1(M,t) + s_2(M,t) = 2A\cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)\cos\left(\omega t + \frac{\varphi}{2}\right).$$

© Dunod – La photocopie non autorisée est un délit

À retenir

Les particules chargées électriquement, positives et négatives, sont présentes dans tous les objets ; elles interagissent ensemble (loi de Coulomb), de manière attractive ou répulsive selon leur signe.

On peut décrire une distribution continue de charges par une densité de charge : volumique $\mu(M)$, superficielle ou surfacique $\sigma(M)$, ou linéique $\lambda(M)$, selon le cas.

Les caractéristiques électriques de l'espace autour d'une charge ponctuelle ou d'un ensemble de charges peuvent être décrites par un champ vectoriel électrostatique et un potentiel électrostatique (pour des charges supposées immobiles).

La charge élémentaire, correspondant à la charge électrique d'un proton, est approximativement de $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C.

Interaction électrostatique entre deux charges ponctuelles :

$$\vec{F} = \frac{qq'}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{\vec{u}}{r^2}$$

Champ électrostatique créé au point *M* par une charge ponctuelle *q* placée en *O* :

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{\vec{u}}{r^2}$$

où $r = \|\vec{r}\| = \left\|\overrightarrow{OM}\right\|$ et $\vec{u}$ vecteur unitaire dirigé de O vers M.

Potentiel électrostatique créé au point *M* par une charge ponctuelle *q* placée en *O* :

$$V = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r} + \text{constante}$$

Relation entre le champ et le potentiel électrostatiques :

$$\mathrm{d}V = -\vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{l} \quad \text{ou} \quad \vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}\, V$$

Théorème de Gauss : il faut impérativement utiliser une surface fermée pour calculer le flux afin de pouvoir déterminer les charges contenues dans le volume délimité par cette surface fermée ; de plus, il faut que la distribution de charges comporte suffisamment de propriétés de symétrie et d'invariance si l'on veut déterminer le champ électrique créé par cette distribution de charges à l'aide de ce théorème ; lorsque cela est possible, le calcul est alors beaucoup plus rapide et plus simple que par un calcul « direct » à partir de charges élémentaires.

$$\Phi = \oiint_S \vec{E} \cdot \overrightarrow{\mathrm{d}S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0}$$

Les solutions sont regroupées p. 612.

16.1 Force électrostatique et force de gravitation

Comparer les forces électrostatique et gravitationnelle s'exerçant entre un électron et un proton, considérés comme ponctuels, et espacés du rayon de Bohr $a_0 \approx 53$ pm.

Comment le rapport des deux forces dépend-il de la distance ?

16.2 Champ électrostatique au centre d'un demi-cercle uniformément chargé

La charge électrique Q est uniformément répartie sur un demi-cercle de centre C et rayon R.

Déterminer l'expression du champ électrostatique créé en C par cette distribution.

16.3 Champ créé sur ses axes de symétrie par un segment chargé

Un segment FF', de longueur $2D$, porte la charge linéique uniforme λ.

L'origine O étant prise au milieu de FF', on prendra l'axe des x selon FF' et l'axe des y perpendiculaire à Ox. On considère le point A sur Ox et le point B sur Oy tels que $\overline{OA} = \overline{OB} = a$, avec $a >$ D. Déterminer :

a) le champ produit au point A par le segment chargé.

b) le champ produit au point B par le segment chargé.

16.4 Potentiel au centre d'un disque chargé uniformément ou pas

Un disque, de centre O et de rayon R, porte la charge surfacique σ.

a) Calculer le potentiel électrique V en O, lorsque la distribution est uniforme : $\sigma = \sigma_0$.

La charge surfacique σ est maintenant donnée par : $\sigma(\rho) = A/(R^2 - \rho^2)^{1/2}$ où A est une constante et ρ la distance à O.

b) Calculer le potentiel électrique V en O, et l'exprimer en fonction de R et de $\sigma_C = \sigma(O)$.

Aide : pour le calcul de l'intégrale, on pourra faire un changement de variable, en introduisant α défini par $\sin \alpha = \rho/R$.

c) Exprimer la charge Q du disque en fonction de V et de R

16.5 Calcul du champ produit par un quadrupôle axial à partir du potentiel

Un quadrupole axial comporte trois charges ponctuelles q, $-2q$ et q, placées respectivement aux points (0, 0, – d), (0, 0, 0) et (0, 0, d).

On admet que le potentiel qu'il produit en un point M éloigné est, en coordonnées sphériques, $V(r, \theta, \phi) = \dfrac{\left(3\cos^2\theta - 1\right) \cdot qd^2}{4\pi\varepsilon_0 r^3}$.

Chercher l'expression du champ électrostatique correspondant.

© Dunod – La photocopie non autorisée est un délit

Problème Général : physique dans l'espace

Suite à la Seconde Guerre mondiale et avec la guerre froide qui a suivi entre les États-Unis et l'Union Soviétique, la conquête spatiale a été un enjeu politique majeur, mais a été avant tout un immense défi scientifique et technologique. Le développement des fusées, des propulseurs, des matériaux, etc., ont permis à l'homme de voyager dans l'espace pour arriver à marcher sur la Lune en juillet 1969, et à mettre en place à partir des années 1980, une station spatiale permanente en orbite autour de la Terre.

Les différentes branches de la physique sont concernées par ces vols spatiaux : la mécanique pour les trajectoires et la relation avec l'attraction gravitationnelle de la Terre, la thermodynamique pour la propulsion et les combustibles, l'optique des satellites mis en orbite autour de la Terre, les rayonnements électromagnétiques dans l'espace, l'alimentation électrique des satellites et engins spatiaux, les transmissions des vols habités vers la Terre, la physique relativiste notamment pour les vols longs dans le système solaire.

Dans le problème qui suit, nous avons centré notre étude sur deux engins spatiaux emblématiques de notre époque : la fusée Ariane V européenne et la navette spatiale américaine. Les différentes parties traitent alternativement de ces deux moyens de transport essentiels qui permettent à l'homme d'envoyer de nombreux satellites en orbite autour de la Terre, ou de rallier la station spatiale internationale pour permettre une meilleure compréhension de la vie dans l'espace.

Partie I. Mécanique des vols spatiaux

1. Lancement de la fusée Ariane V et mise en orbite géostationnaire d'un satellite

1.1. Décollage de la fusée Ariane V

La fusée Ariane V initialement immobile est lancée verticalement, à partir du sol, avec une accélération telle qu'en 1 minute et 34 secondes elle atteint la vitesse de 1 km $\cdot$ s^{-1}.

Donner les expressions, en fonction du temps, de la vitesse acquise et de l'altitude atteinte au bout du temps t. Calculer numériquement la vitesse atteinte à une altitude de 100 km et le temps nécessaire pour atteindre cette altitude.

1.2 Fusée de masse variable en vol

La propulsion de la fusée est assurée par la combustion de différents produits (poudres, propergol). Les gaz résultant de la combustion sont éjectés vers l'arrière avec une vitesse constante $\vec{u_r}$ parallèle à l'axe de la fusée. La fusée maintenant dans l'espace, loin de toute masse, peut être considérée (pour simplifier) comme un système isolé

Solution du problème général

Partie I.

1.1. Décollage de la fusée Ariane V

L'accélération vaut : $a = \dfrac{1000\ (\text{m.s}^{-1})}{94\ (\text{s})} = 10{,}64\ \text{m.s}^{-2}$

La vitesse s'écrit : $v = a.t$ et la variation d'altitude avec le temps s'écrit : $z(t) = \dfrac{a}{2} \cdot t^2$; donc pour $z = 100$ km on obtient $t = 137$ s et $v = 1{,}46\ \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$.

Remarque

En fait au bout de 137 s, la fusée est à environ 67 km d'altitude car du fait de l'attraction gravitationnelle, la trajectoire s'incurve et ne suit pas exactement la verticale.

1.2. Fusée de masse variable en vol

1.2.1 D'après la loi de composition des vitesses : $\vec{u_a} = \vec{u_r} + \vec{v}$; en projetant sur l'axe x'x de la fusée on obtient : $\overline{u}_a = -u_r + v$, avec $\overline{u}_a$ mesure algébrique de $\vec{u_a}$ puisque le signe de $\overline{u}_a$ dépend des valeurs relatives de u_r et v.

A.N. : $\overline{u}_a = -2{,}8\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $v = 2\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1}$; $\overline{u}_a = 1{,}2\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $v = 6\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1}$

1.2.2 a) En considérant la fusée comme étant isolée, on peut écrire la conservation de la quantité de mouvement entre les instants t et $t + \mathrm{d}t$:

$$(M_0 - m) \cdot v = (M_0 - m - \mathrm{d}m) \cdot (v + \mathrm{d}v) + \mathrm{d}m \cdot (v - u_r)$$

ce qui donne : $\mathrm{d}v = \dfrac{u_r \cdot \mathrm{d}m}{(M_0 - m - \mathrm{d}m)}$.

Si $\mathrm{d}m$ est petit devant m, on a : $\mathrm{d}v = \dfrac{u_r \cdot \mathrm{d}m}{(M_0 - m)}$.

Si on écrit $M = M_0 - m$, alors on a : $\mathrm{d}M = -\mathrm{d}m$ et donc : $\mathrm{d}v = -u_r \cdot \dfrac{\mathrm{d}M}{M}$.

b) En intégrant l'équation différentielle entre les instants $t = 0$ et t, on obtient :

$$M = M_0 \cdot e^{\left(-\frac{v}{u_r}\right)}$$

Donc la masse de la fusée est une fonction exponentielle décroissante de sa vitesse.

c) À partir de l'équation différentielle, on obtient l'expression suivante :

$$v = u_r \cdot \ln\left(\frac{M_0}{M}\right)$$

SCIENCES SUP

Sous la direction de Laurent Gautron
C. Balland, L. Ferrand-Tanaka, A. Angelié,
L. Cirio, C. Sylvestre, J.-L. Battaglia,
Y. Berthaud, J. Denape, A. Monavon, J.-Y. Paris

PHYSIQUE
TOUT-EN-UN POUR LA LICENCE

Cet ouvrage couvre le programme de Physique des deux premières années de Licence (Physique, Sciences de la Matière). Il accompagnera l'étudiant tout au long de l'année dans l'apprentissage quotidien des connaissances et les révisions d'examens.

➔ **Un cours complet, progressif et illustré, parfaitement adapté au programme de Licence**

Tous les domaines sont traités : mécanique du point, des solides, des fluides, thermodynamique, transferts et machines thermiques, optique, mécanique ondulatoire, électrostatique, électromagnétisme, magnétostatique, électricité, électrocinétique, électronique, physique atomique, structure de la matière…

➔ **Une approche pédagogique structurée, pour comprendre et retenir**

- Les concepts essentiels sont mis en évidence.
- Le formalisme mathématique est réduit afin de s'attacher plutôt à l'expérimentation.
- Les pré-requis indispensables sont rappellés.
- Des encarts présentent des applications pratiques.
- Les points clefs à retenir sont rappelés en fin de chapitre.

➔ **300 exercices et leur solution, pour s'entraîner efficacement**

- Des exercices d'applications corrigés pour mieux assimiler le cours.
- Des exercices en fin de chapitre, tous corrigés, pour s'entraîner.
- Un problème final, corrigé dans le détail, mettant en jeu tous les domaines de la physique !

➔ **Le site** dunod.com **avec des suppléments (exercices, figures…)**

MATHÉMATIQUES
PHYSIQUE
CHIMIE
SCIENCES DE L'INGÉNIEUR
INFORMATIQUE
SCIENCES DE LA VIE
SCIENCES DE LA TERRE

9 782100 543007
6696637
ISBN 978-2-10-054300-7

SUPPLÉMENTS en ligne

LICENCE 1 2 3 4 5 6 7 8 MASTER DOCTORAT

DUNOD
www.dunod.com